太陽放射による加熱を最も強く受ける緯度が時間変化する場合に駆動される軸対称ハドレー循環

- Fang and Tung (1999) の紹介 -

流体地球物理学教育研究分野 M1
岡田 和真

目次

1. はじめに
2. モデル概要
3. 数値計算結果
4. 結論
5. 参考文献

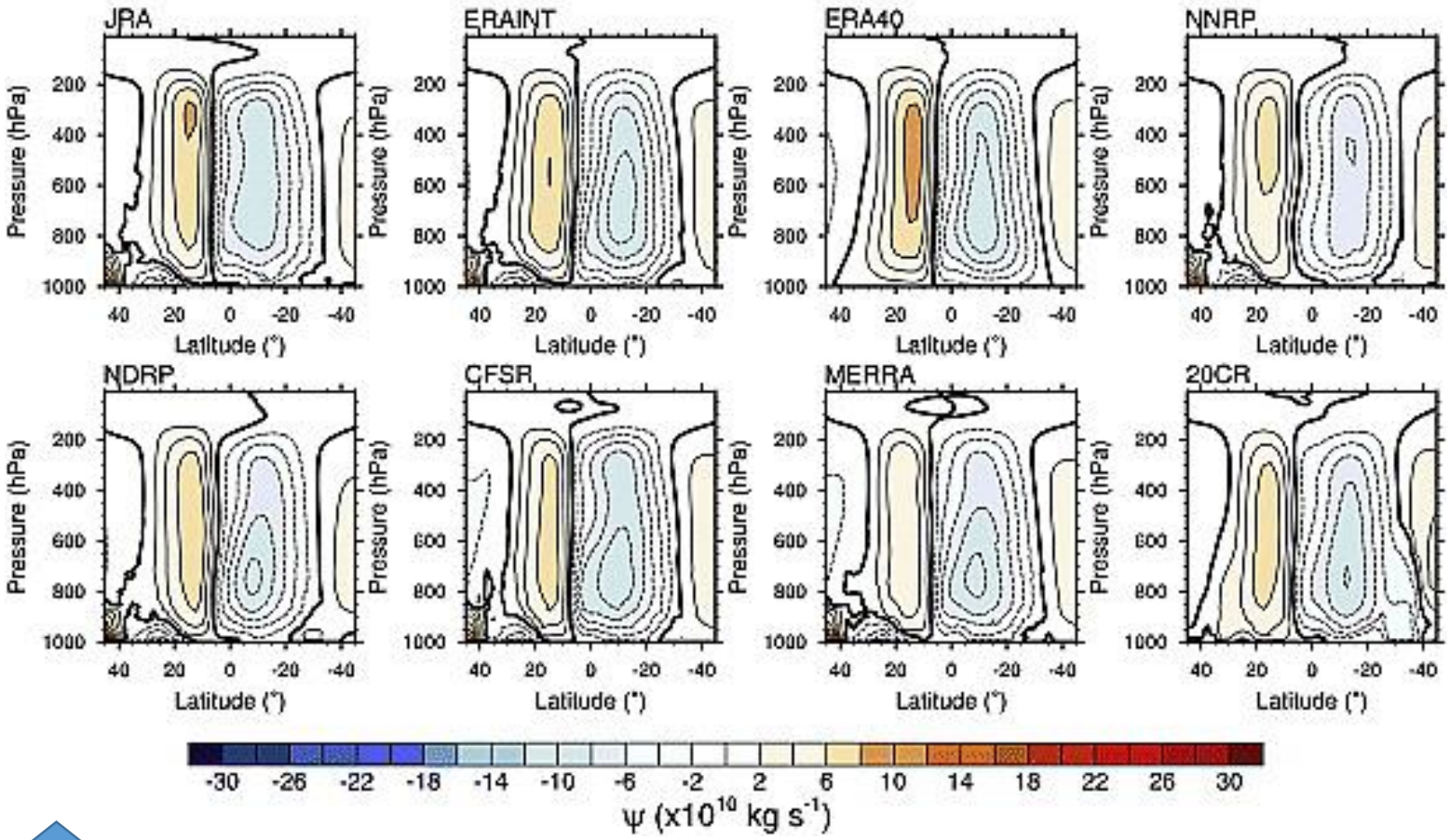
Fang and Tung (1999)
の内容

1. はじめに

1. はじめに

◻ ハドレー循環

- 赤道域で上昇し, 極域側で下降する南北鉛直面内の大気循環



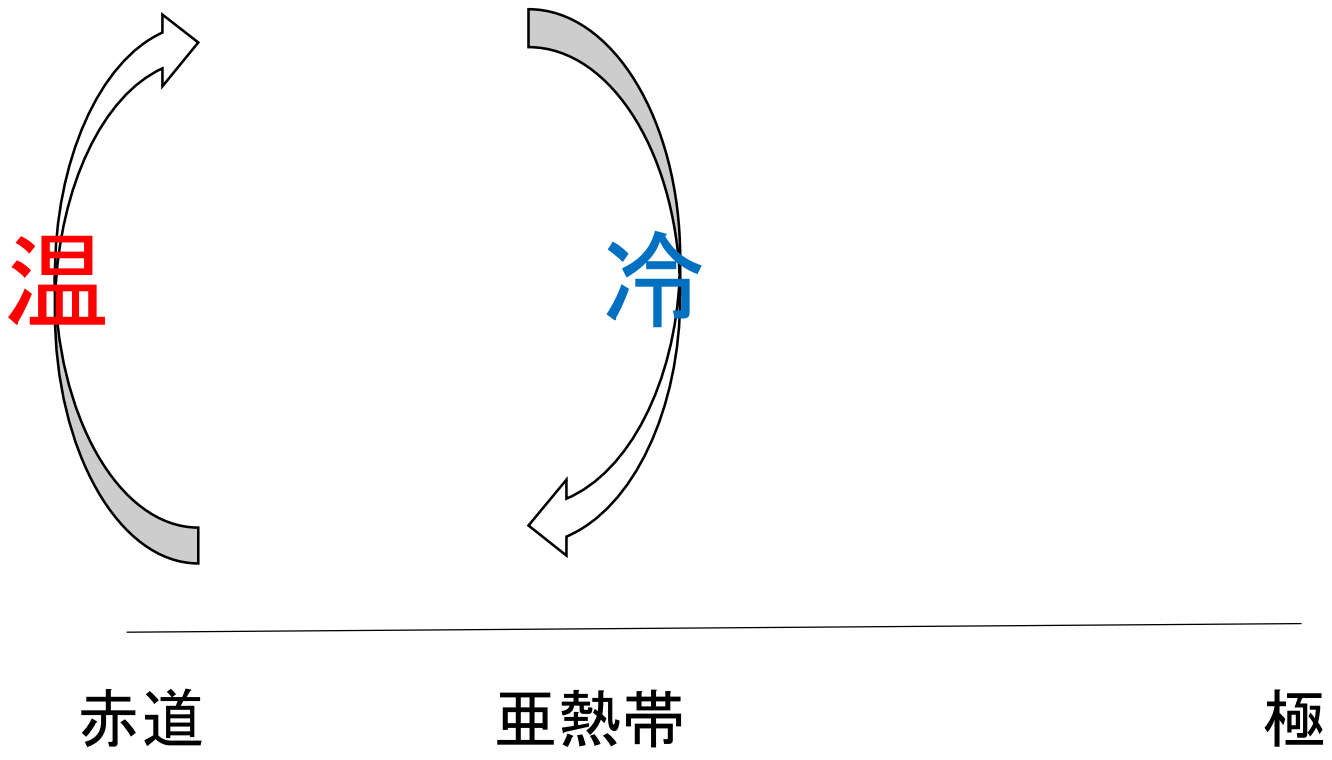
Data Set	Source
JRA	JMA
ERAINT	ECMWF
ERA40	ECMWF
NNRP	NCEP/NCAR
NDRP	NCEP/DOE
CFSR	NCEP
MERRA	NASA
20CR	NOAA/CIRES

再解析データを用いた 1979 – 2008 年平均した質量流線関数

Stachnik and Schumacher (2011)

1. はじめに

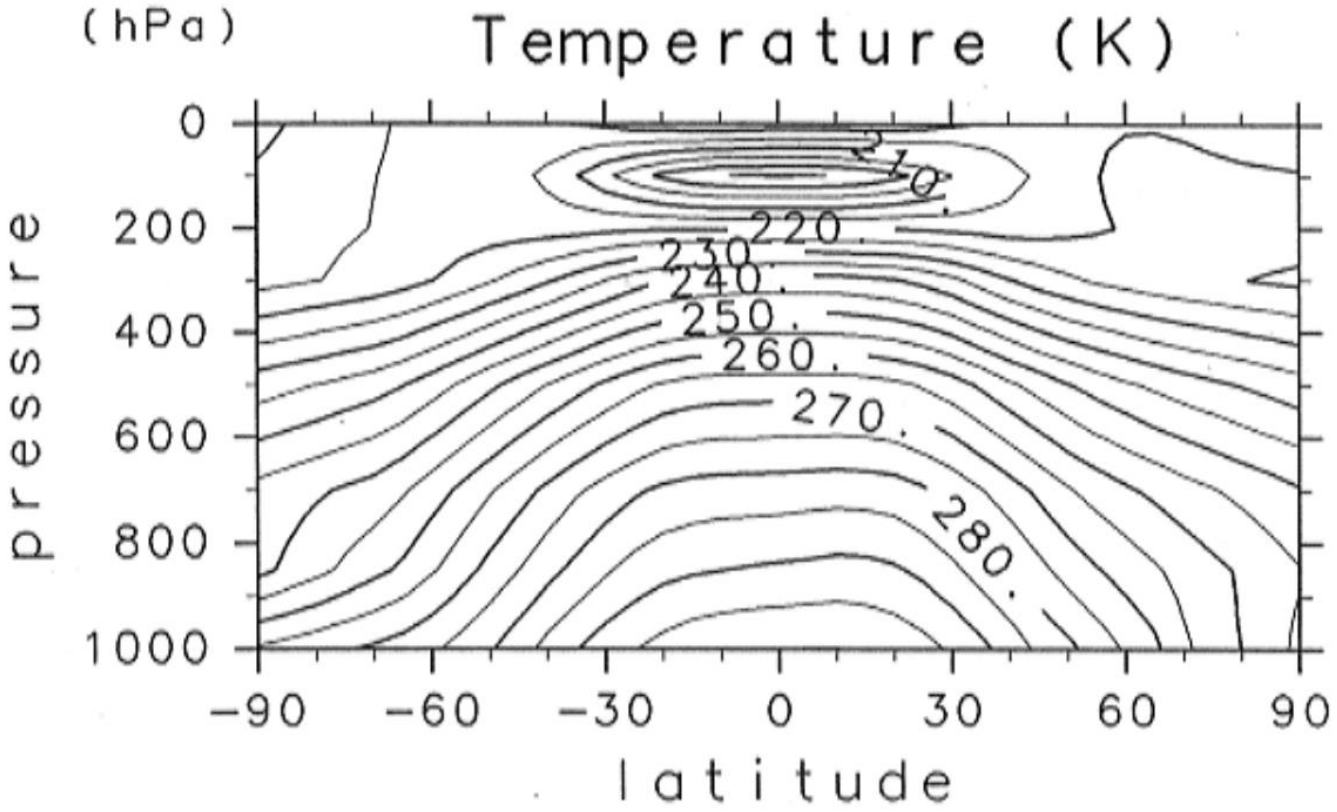
- 赤道域で温められ上昇し, 極域側へ移動した空気が冷やされ下降する



1. はじめに

◻ 現実の大気の温度場

1963 – 1973 年間平均温度



- Oort and Peixoto (1983) のデータを使用
- 佐藤正樹先生が描画 (1991/05/15)

earthzm/op83/op83.pdf (gfd-dennou.org)

1. はじめに

- 太陽放射が南北温度差を形成
- 南北温度差を解消するためハドレー循環が駆動

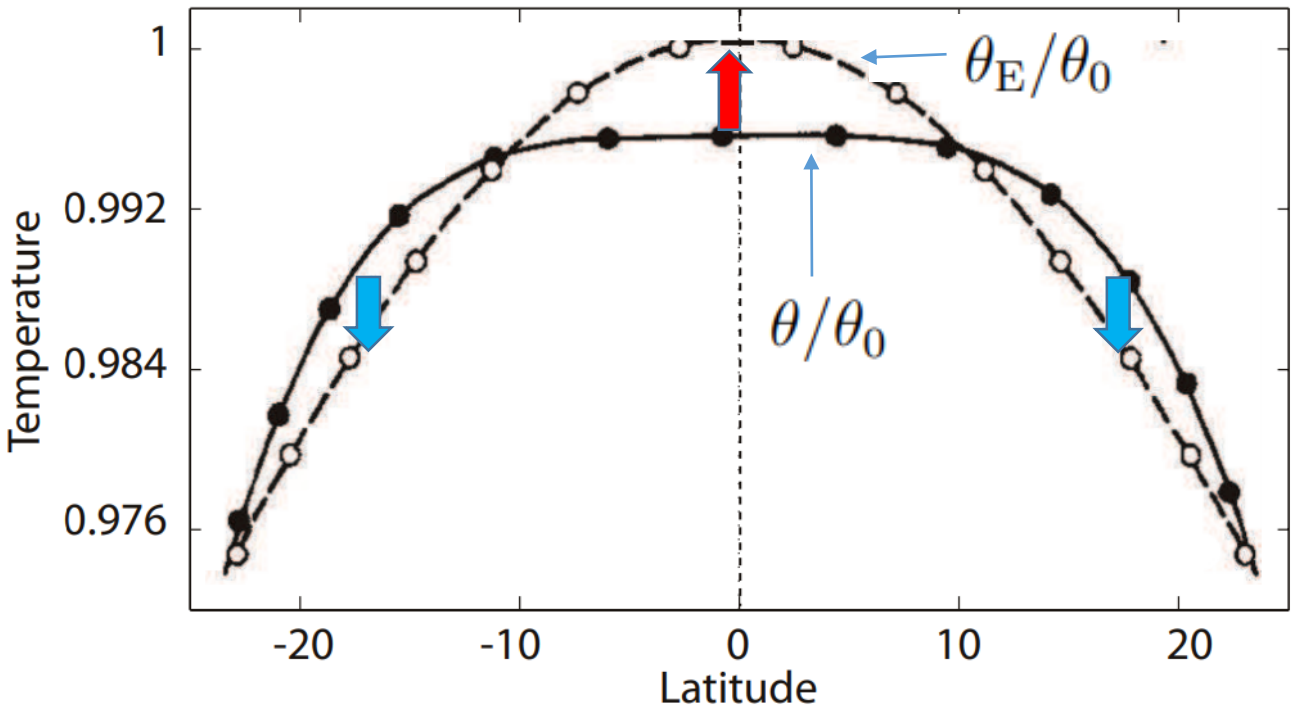
⇒ 太陽放射による加熱冷却を簡単に取り入れたモデルで
ハドレー循環の力学 (幅, 強さ) の理解を目指す

1. はじめに

- 太陽放射による熱強制をどのように表現するか?
  ⇒ ニュートン加熱冷却

- ある「放射平衡温度場」θ_{E} を与えて,
  モデル内の温度場 θ との差に比例する熱強制で表現

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\theta_{\mathrm{E}} - \theta}{\tau}$$



θ/θ_0 : 黒丸
$\theta_{\mathrm{E}}/\theta_0$: 白丸

θ_0 (定数) で規格化された二つの温度場

Vallis (2017) Fig. 14.10 を改変

1. はじめに

- 放射平衡温度場の違い

  ⇒ 加熱冷却分布の違い

  ⇒ 駆動される循環の違い

  - どの場所で温められ上昇流を作るのか
  - どの場所で冷やされ下降流を作るのか

  つまり, ハドレー循環の構造 (幅, 強さ) に違いをもたらす

1. はじめに

- 放射平衡温度場を設定し, ニュートン加熱冷却を取り入れたモデルで, ハドレー循環を調べた研究

  - Held and Hou (1980)
    - 赤道対称な放射平衡温度場

    (枠組み)
    - 軸対称ブシネスク流体プリミティブ方程式系
    - 乾燥大気
    - 鉛直方向の渦粘性拡散

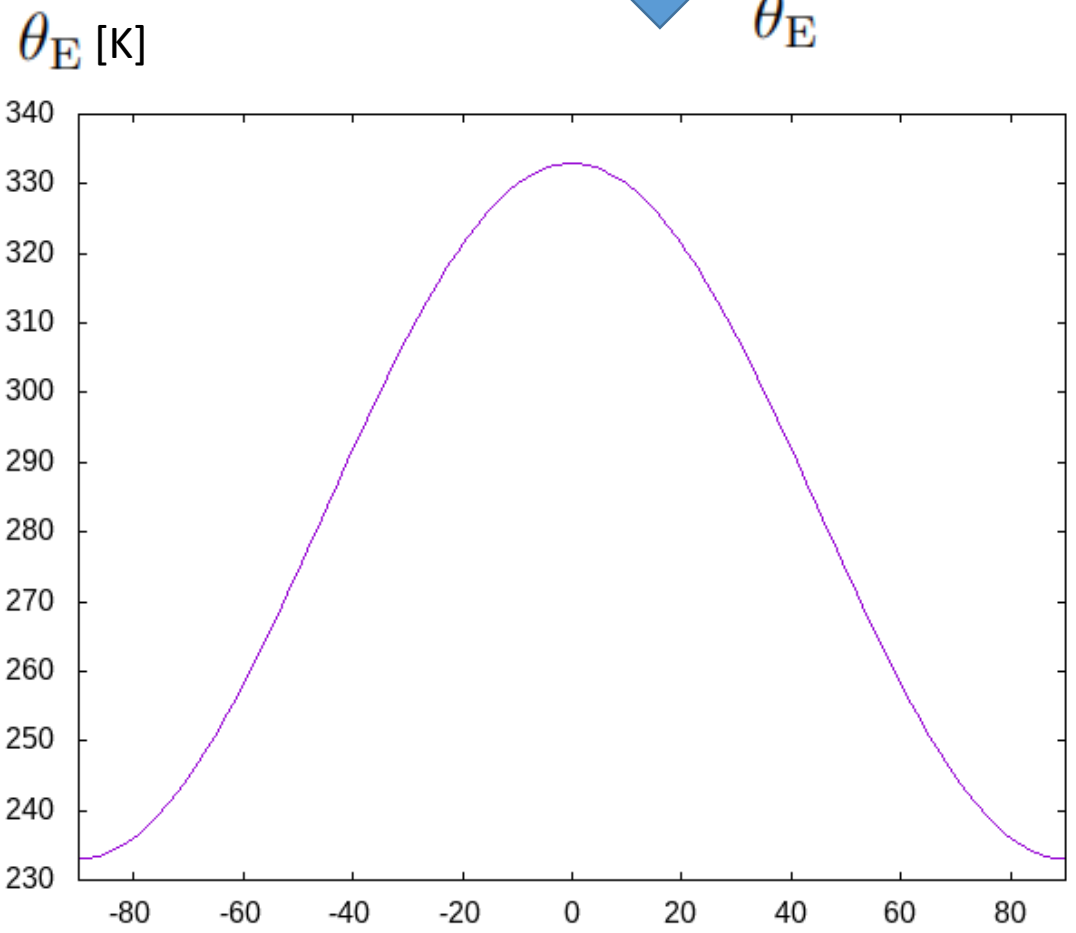
1. はじめに

- Held and Hou (1980) では
  赤道対称な放射平衡温位場

$$\frac{\theta_{\mathrm{E}}(\phi, z)}{\theta_0} = 1 - \frac{1}{3}\Delta_H(3\sin^2\phi - 1) + \Delta_V\left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2}\right)$$

ϕ : 緯度, z :高度
$\Delta_H = \Delta_h/\theta_0$, $\Delta_V = \Delta_v/\theta_0$
Δ_h : 赤道と極の温位差, Δ_v : 地表面とモデルトップの温位差
θ_0 : 全球平均した θ_{E}, H : モデル高さ

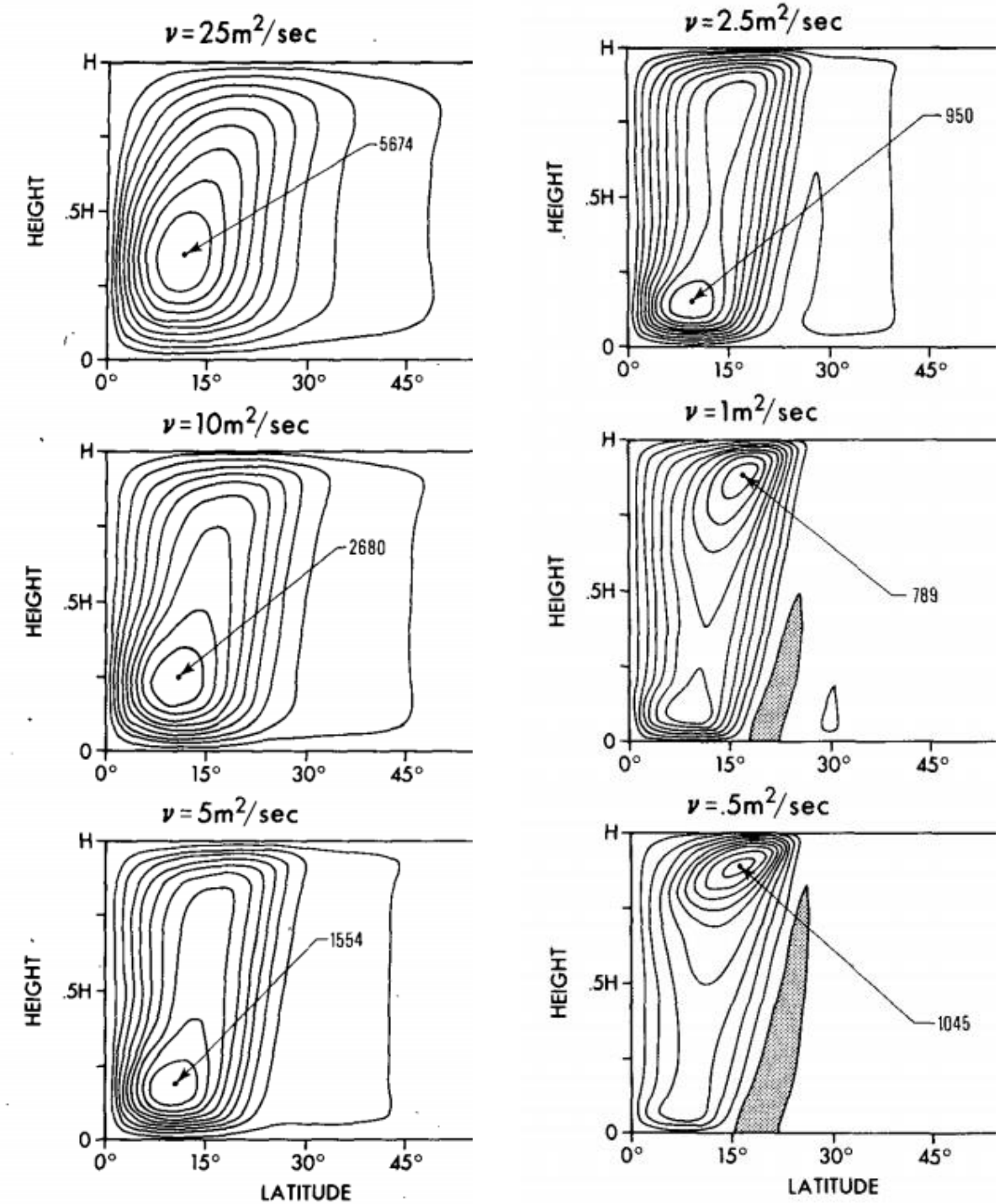
ある高度での
θ_{E}



南極　　赤道　　北極

1. はじめに

- Held and Hou (1980) で得られた子午面循環
  - 鉛直方向の渦粘性の係数に対する依存性
  - 流線関数の値



1. はじめに

- 赤道対称な放射平衡温位場 (Held and Hou 1980)

  (結果)

  - ほとんど非粘性の極限において数値計算で得られたハドレー循環の幅は, 理論モデルにより予測されるハドレー循環の幅と近い

  (問題点)

  - 強さに関しては, 観測の年平均した循環よりずっと弱い (Held and Hou 1980, Lindzen and Hou 1988)

- Lindzen and Hou (1988) は放射平衡温位場に注目
  - 赤道対称な放射平衡温位場は,
    暗に年平均した放射平衡温位場を意味 (Lindzen and Hou 1988)

→ 赤道非対称な放射平衡温位場に駆動されるハドレー循環を調べた

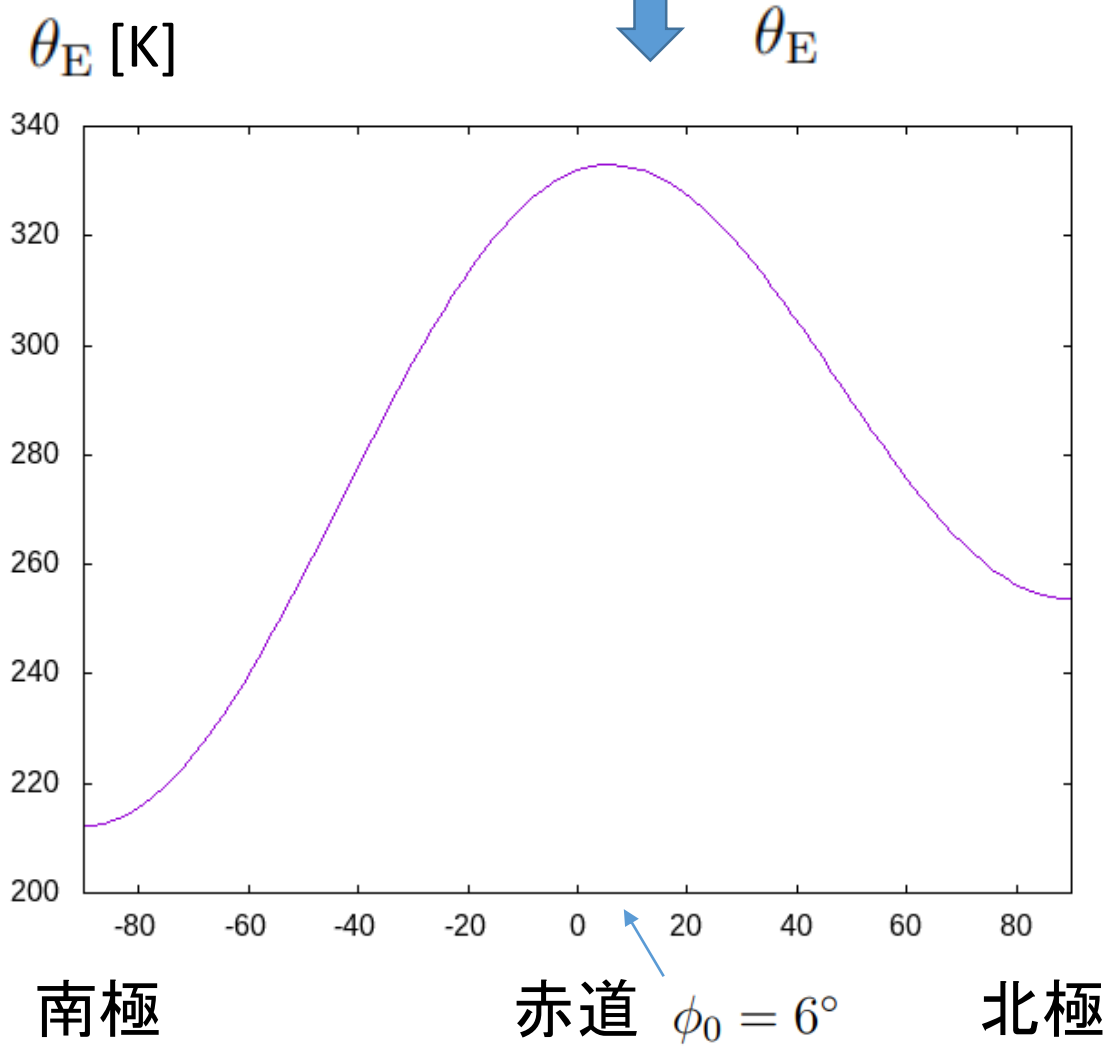
1. はじめに

- Lindzen and Hou (1988) では
  赤道非対称な放射平衡温位場

$$\frac{\theta_{\mathrm{E}}(\phi, z)}{\theta_0} = 1 - \frac{1}{3}\Delta_H[3(\sin\phi - \sin\phi_0)^2 - 1] + \Delta_V\left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2}\right)$$

ϕ_0 : $z = H/2$ において, 放射平衡温位が最大となる緯度
ϕ : 緯度, z :高度
$\Delta_H = \Delta_h/\theta_0$, $\Delta_V = \Delta_v/\theta_0$
Δ_h : 赤道と極の温位差, Δ_v : 地表面とモデルトップの温位差
θ_0 : 参照温位, H : モデル高さ

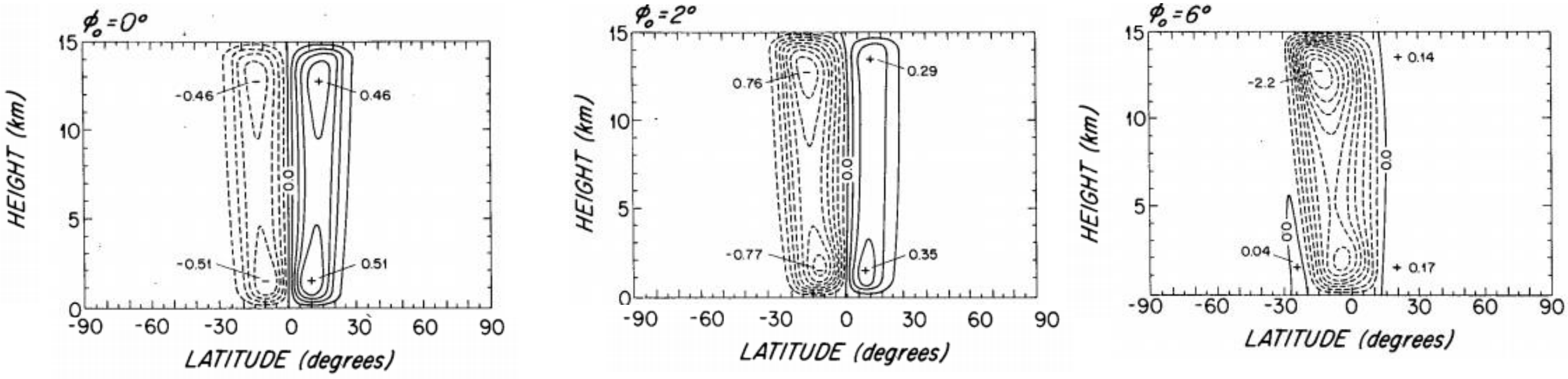
ある高度での
θ_{E}



1. はじめに

- Lindzen and Hou (1988) の結果例

  - 子午面循環
    - 質量流線関数 (10^{10} kg s^{-1} の単位)



- 冬半球のハドレー循環 ＞ 夏半球のハドレー循環
- 赤道非対称なハドレー循環 ＞ 赤道対称なハドレー循環

1. はじめに

- Lindzen and Hou (1988) は, 赤道非対称な放射平衡温位場を用いた (結果)
  - 冬半球のハドレー循環は夏半球のハドレー循環より強い
  - 赤道対称な放射平衡温位場を与えたものよりずっと強い

↓

- Fang and Tung (1999) は, 時間スケールに注目
  - 数値モデルで系が定常状態に至る時間 (過去の研究)
    - 100 日かそれ以上

    ⇒ 季節の時間スケール (~ 90 日) より長い

    ⇒ 放射平衡温位が極大となる緯度が時間変化する場合に駆動されるハドレー循環を調べる

2. モデル概要

2. モデル概要

□ 乾燥大気の軸対称プリミティブ方程式系

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{v}{a}\frac{\partial u}{\partial \phi} + w\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv}{a}\tan\phi - 2\Omega v \sin\phi = \nu\nabla^2 u \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{a}\frac{\partial v}{\partial \phi} + w\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2}{a}\tan\phi + 2\Omega u \sin\phi = \nu\nabla^2 v - \frac{1}{a}\frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \qquad (2)$$

$$\frac{1}{a}\frac{\partial(v\cos\phi)}{\cos\phi\,\partial\phi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = g\frac{\Theta}{\Theta_0} \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{v}{a}\frac{\partial \Theta}{\partial \phi} + w\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \kappa\nabla^2\Theta + \frac{Q}{C_p}, \qquad (5)$$

$$Q/C_p = \frac{\Theta_E - \Theta}{\tau}, \qquad (6)$$

ϕ : 緯度, z : 高度, t : 時刻
u : 東西風速度, v : 南北風速度, w : 鉛直風速度
Φ : ジオポテンシャル, p : 圧力, Θ : 温位, Θ_0 : 一定の参照温位
a : 惑星半径, Ω : 自転角速度, g : 重力加速度, ρ_0 : 参照密度, H : モデル高さ
ν : 動粘性係数, κ : 熱拡散率, C_p : 定圧比熱
Q : 非断熱加熱, Θ_E : 放射平衡温位, τ : 放射緩和時定数

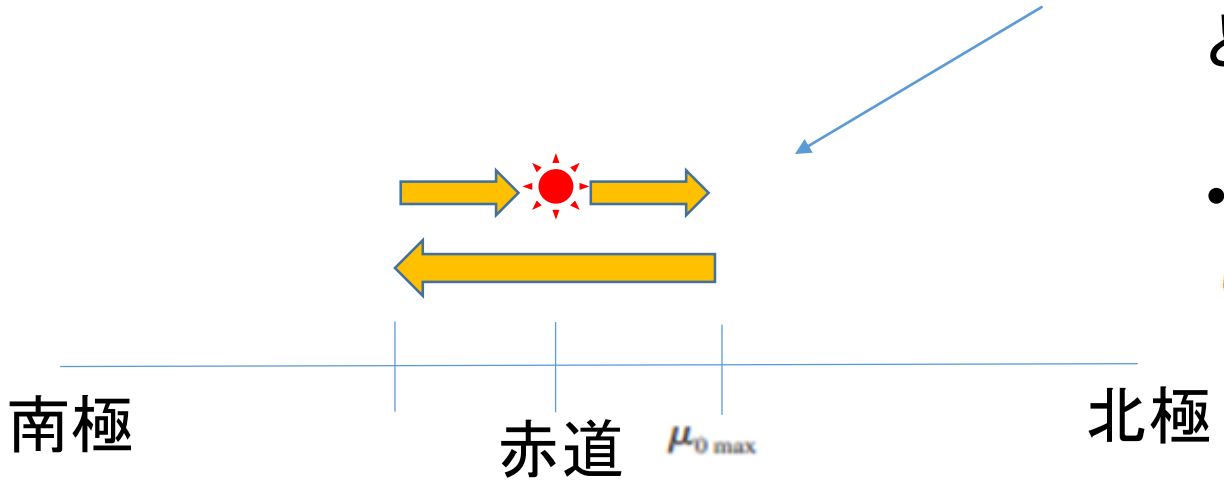
2. モデル概要

◻ 放射平衡温位場

$$\Theta_E = \Theta_0 - \Delta_H(\mu - \mu_0)^2 + \Delta_V z, \qquad (7)$$

$$\mu_0(t) = \mu_{0\,\max} \sin\left(\frac{2\pi t}{360\ \text{days}}\right). \qquad (8)$$

$\mu \equiv \sin\phi$: サイン緯度
Δ_H : 赤道と極の温度差, $\Delta_V = \Gamma_d - \Gamma$: 断熱減率の差
Γ_d : 乾燥断熱減率, Γ : 湿潤断熱減率
μ_0 : 加熱中心のサイン緯度, $\mu_{0\max}$: 加熱中心が取りうる最大のサイン緯度



- 太陽の位置
= 放射平衡温位が最大となる緯度 $\mu_0(t)$
と考える

- 簡単のため,
$\mu_0(t)$ を「加熱中心の緯度」と呼ぶ

2. モデル概要

◻ 無次元化

$$z^* = z/H,\ t^* = 2\Omega t,\ \tau^* = 2\Omega\tau$$
$$(u^*, v^*) = (u, v)/U,\ w^* = (w/U)(a/H)$$
$$\Phi^* = \Phi/2\Omega a U,\ \nabla^{*2} = H^2\nabla^2$$
$$\Theta^* = \Theta_{\mathrm{E}}^* = (\Theta/\Theta_0)(gH/2\Omega a U)$$

➢ 無次元パラメータ

- ロスビー数
  $\mathrm{Ro} = U/(2\Omega a)$
- エクマン数
  $E = \nu/(2\Omega U H^2)$
- プラントル数
  $\mathrm{Pr} = \nu/\kappa$

2. モデル概要

◻ 無次元化した方程式系

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathrm{Ro}\left(v\frac{\partial u}{\partial \phi} + w\frac{\partial u}{\partial z} - uv\tan\phi\right) - \sin\phi v = E\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{9}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathrm{Ro}\left(v\frac{\partial v}{\partial \phi} + w\frac{\partial v}{\partial z} + u^2\tan\phi\right) + \sin\phi u = E\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \tag{10}$$

$$\frac{1}{\cos\phi}\frac{\partial(v\cos\phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{11}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \Theta \tag{12}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \mathrm{Ro}\left(v\frac{\partial \Theta}{\partial \phi} + w\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right) = \frac{E}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + \frac{\Theta_E - \Theta}{\tau}. \tag{13}$$

ϕ : 緯度, z : 高度, t : 時刻
u : 東西風速度, v : 南北風速度, w : 鉛直風速度
Φ : ジオポテンシャル, p : 圧力, Θ : 温位
Θ_E : 放射平衡温位, τ : 放射緩和時定数
Ro : ロスビー数, E : エクマン数, Pr : プラントル数

2. モデル概要

□ パラメータの値

$$\Delta_H = 50\,\mathrm{K},\ \Delta_V = \Gamma_d - \Gamma = 3.8\,\mathrm{K/km}$$
$$\Gamma_d = 9.8\,\mathrm{K/km},\ \Gamma = 6\,\mathrm{K/km}$$
$$H = 15\,\mathrm{km},\ \Theta_0 = 300\,\mathrm{K}$$
$$\nu = 3.5\,\mathrm{m^2/s},\ \tau = 20\,\mathrm{days}$$

□ 無次元パラメータ

$$\mathrm{Ro} = 0.0283$$
$$E = 1.0 \times 10^{-4}$$
$$\mathrm{Pr} = 1$$

3. 数値計算結果

3-1. Held and Hou (1980), Lindzen and Hou (1988) の追試

- 「加熱中心の緯度」が時間変化しない場合の解「定常解」を調べる
  - 加熱中心の緯度が時間変化する場合の解「時間依存解」との比較をするため

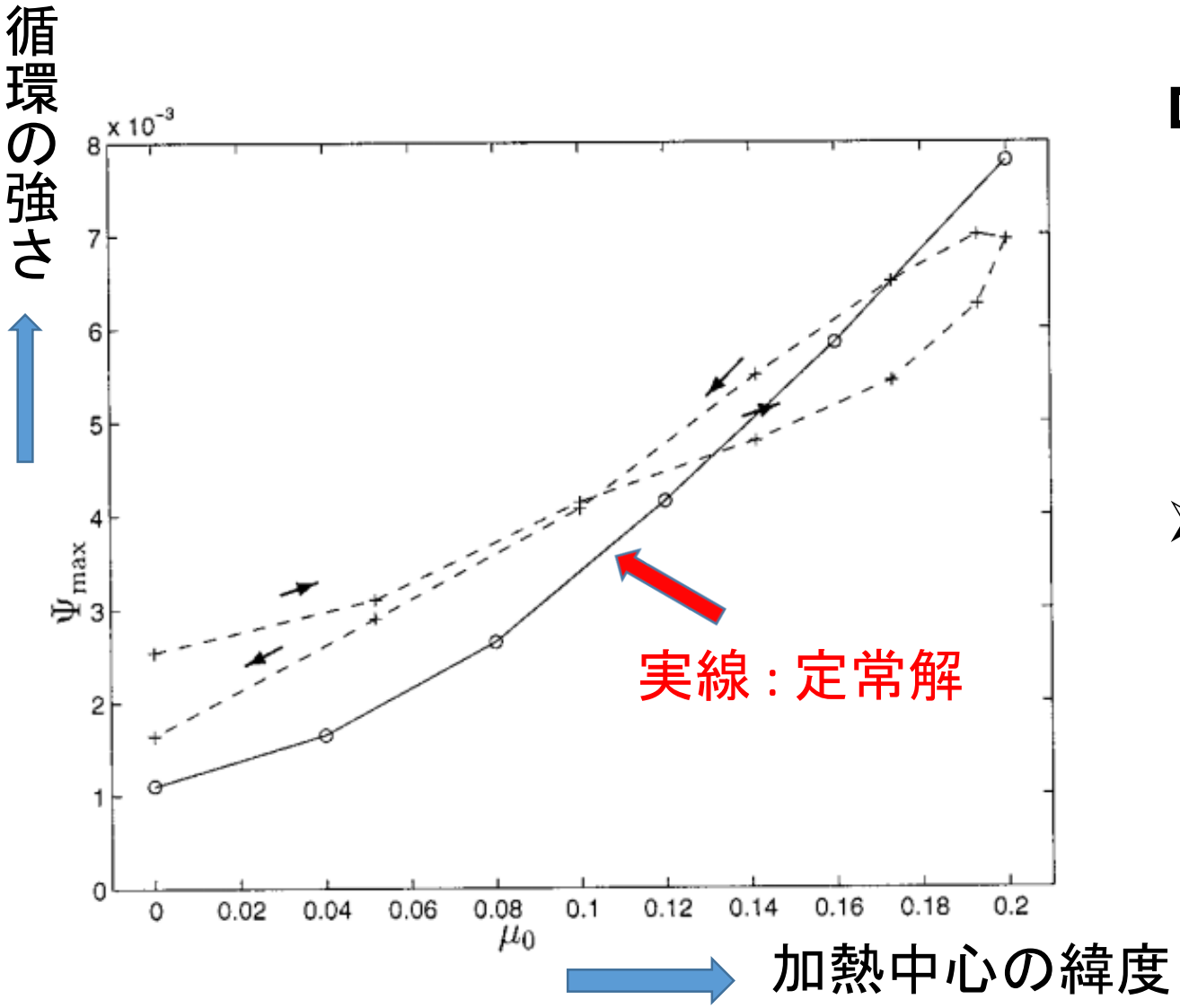
➢「定常解」: 加熱中心の緯度が時間変化しない
(HH 1980, LH 1988 の追試)

(例) $\mu_0 = \sin 0°, \sin 2°, \sin 4°, \ldots$

➢「時間依存解」: 加熱中心の緯度が時間変化する
(Fang and Tung 1999)

$$\mu_0(t) = \mu_{0\,\max} \sin\left(\frac{2\pi t}{360 \text{ days}}\right). \qquad (8)$$

3-1. 定常解



- 南半球におけるハドレー循環の強さ
  - 無次元化した流線関数の絶対値の最大値で定義
  - 実線 : 定常解
  - 破線 : 時間依存解

➢ 加熱中心がより北極側にあるほど, 南半球の冬のハドレー循環は強くなる

3-1. 定常解

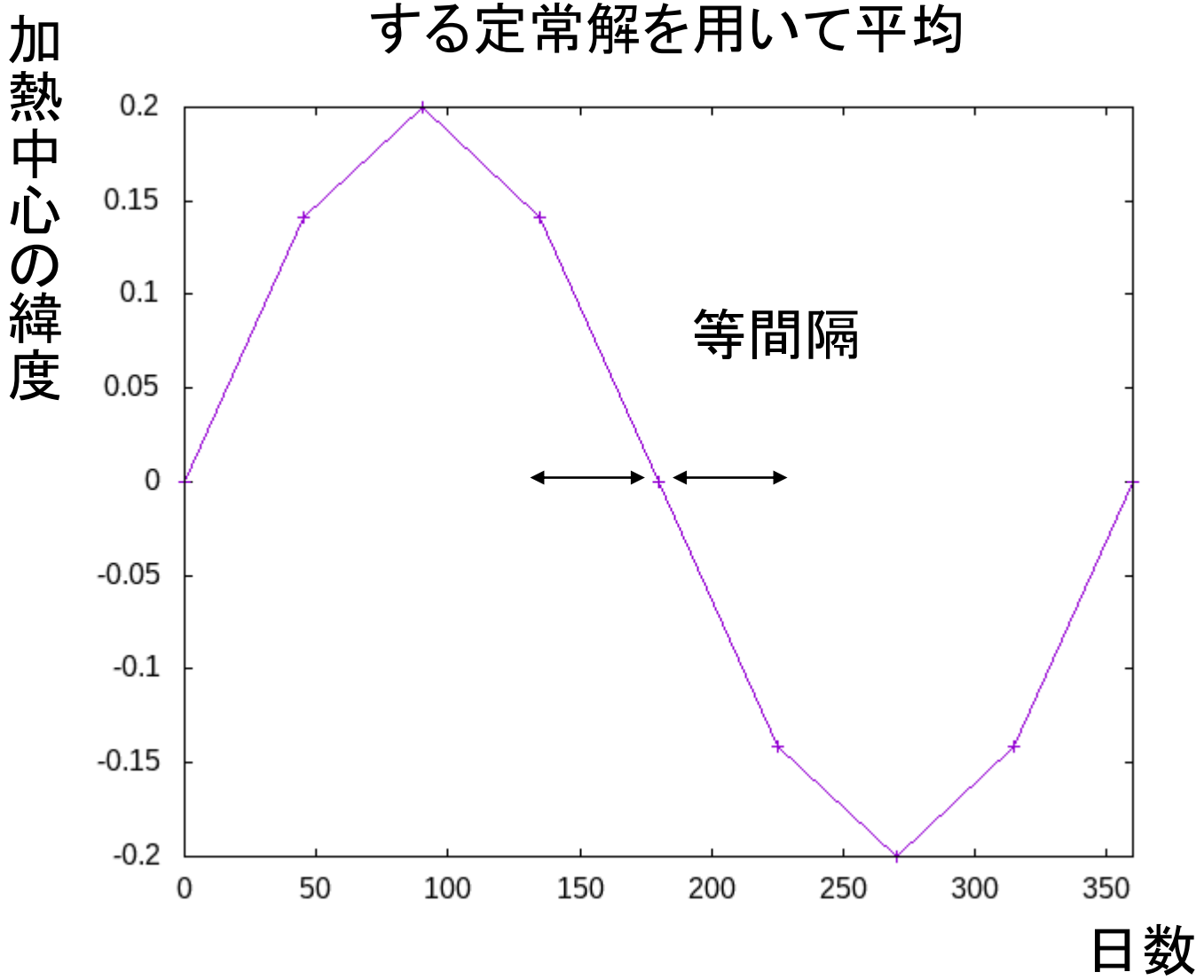
- 定常解における「年平均」を定義

$$\overline{X}_s = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} X_s[\mu_0(t_i)], \qquad (14)$$

- 一年間を均等に分割し, それぞれの時刻に対応する加熱中心の緯度における定常解を用いた平均

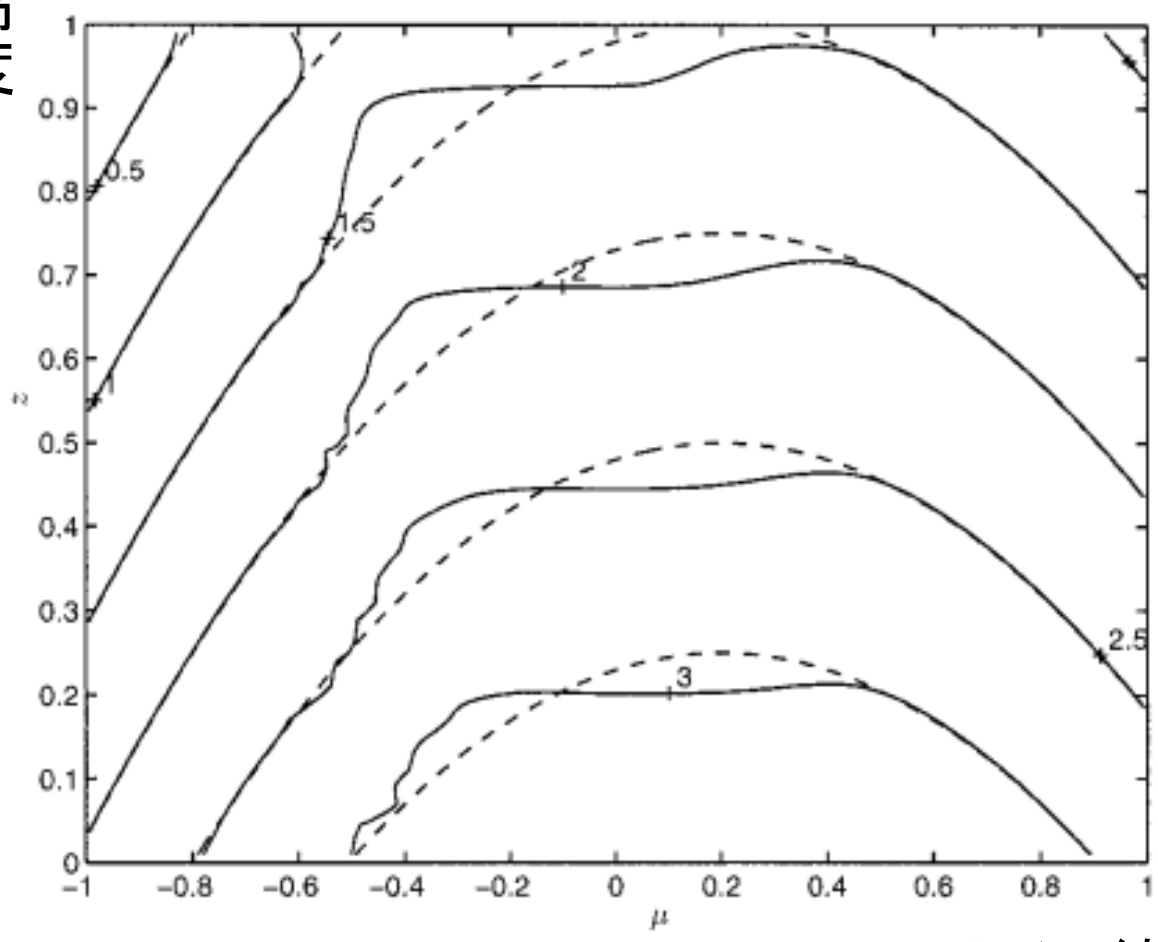
(例) 45 日間隔の場合

- それぞれのポイントに対応する定常解を用いて平均



3-1. 定常解

高度



(a)

サイン緯度

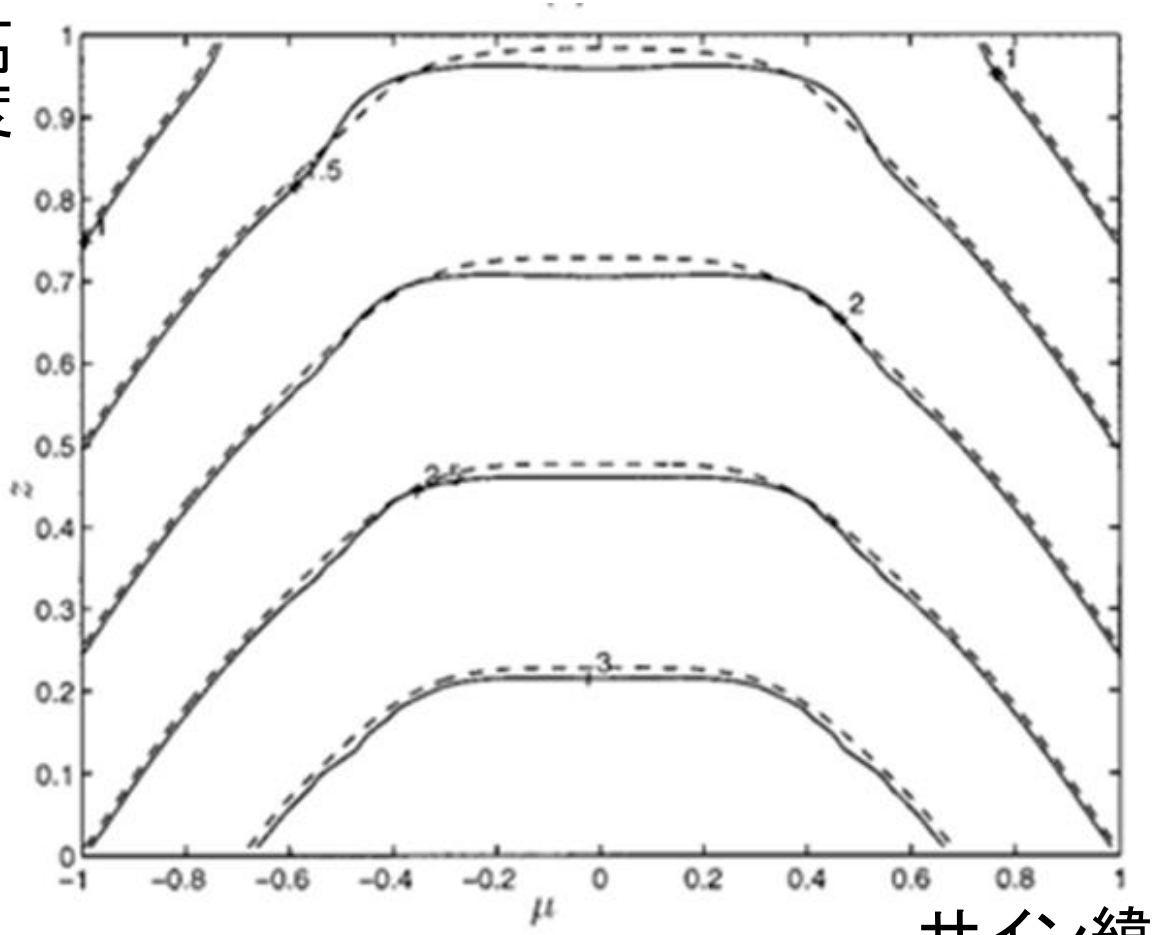
□温度分布 ($\mu_0 = 0.2$)

- 実線 : 定常解 (実際の温度)
- 破線 : 放射平衡温度
- スケーリングされている
  $(T - 125\ \mathrm{K})/50\ \mathrm{K}.$

➢ 冬のハドレー循環によって
熱帯での水平温度勾配は弱い

3-1. 定常解

高度



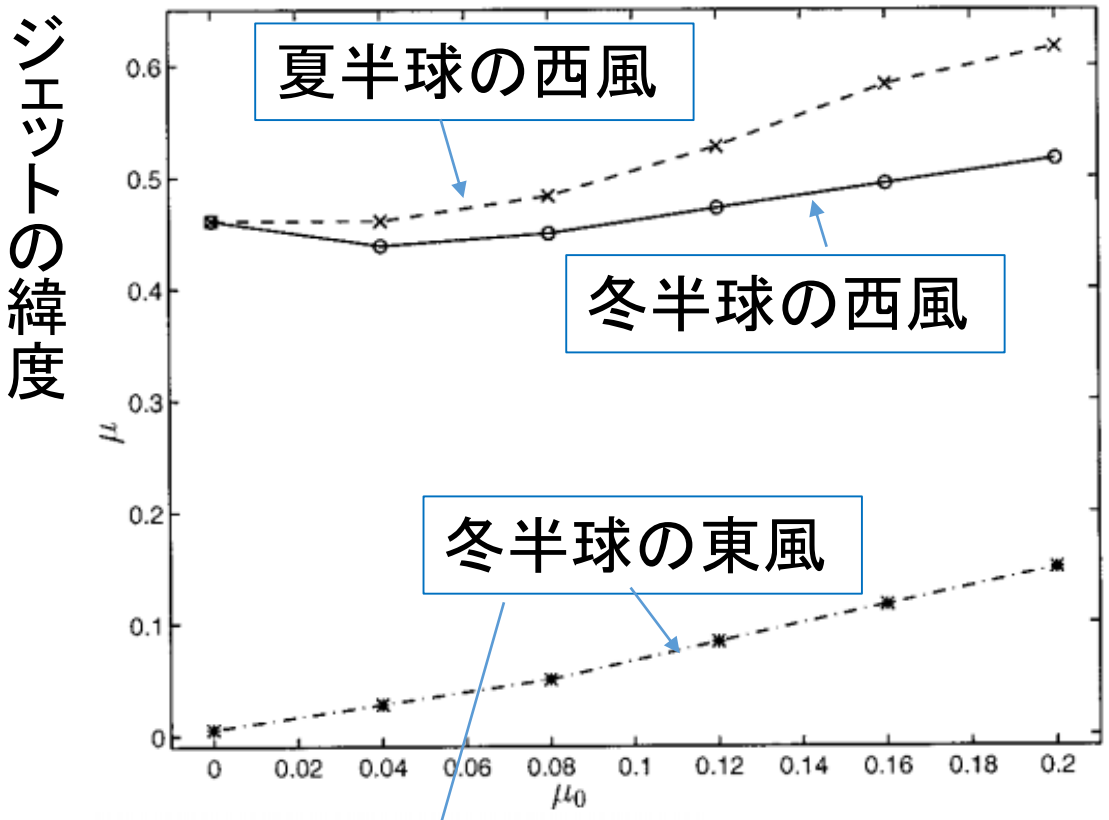
サイン緯度

□温度分布

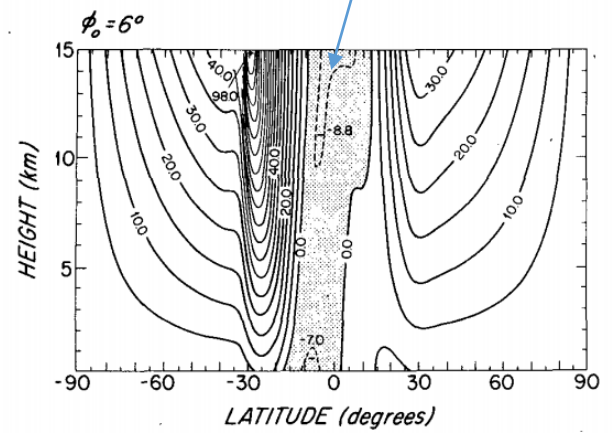
- 実線：定常解の「年平均」
- 破線： $\mu_0 = 0$ の定常解
- スケーリングされている $(T - 125\ \mathrm{K})/50\ \mathrm{K}$.

➢ 熱帯において,
「年平均」温度の方が低い

3-1. 定常解



加熱中心の緯度



Lindzen and Hou (1988)
で得られた東西風分布

- 東西風ジェットの緯度
  - ＊：冬半球の東風
  - ○：冬半球の西風
  - ×：夏半球の西風

- 冬半球の西風は夏半球の西風より赤道に近い
  - Lindzen and Hou (1988) と同じ
  - 実際の大気とも一致
- 冬半球の西風は, 加熱中心の変位に敏感でない (ほぼ 30°)

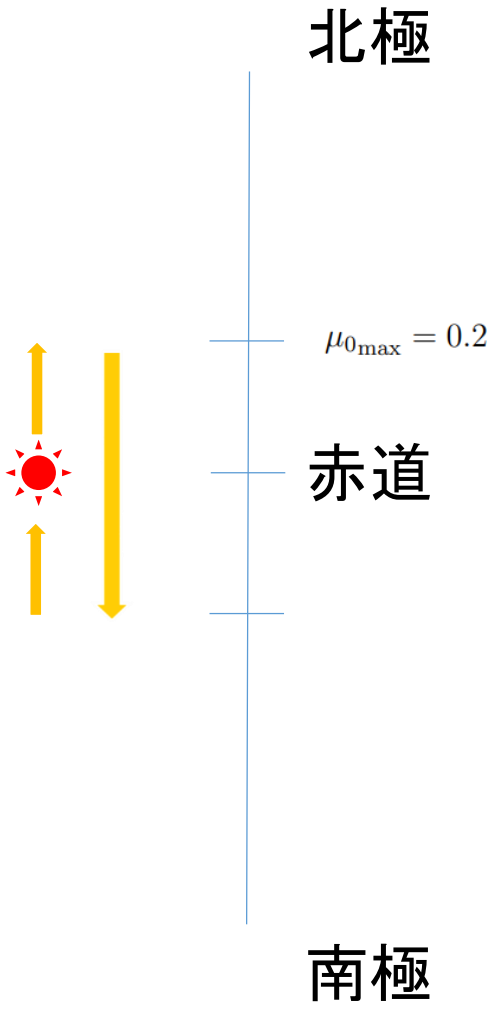
3-2. 時間依存解

- 初期状態として $\mu_0 = 0$ の定常解を与える
- 計算開始とともに北半球の極の方へ加熱中心が移動
- 加熱中心の緯度が $\mu_0 = 0.2$ となる緯度で折り返す

(イメージ図)
太陽の位置
= 加熱中心の緯度

$$\mu_0(t) = 0.2 \sin\left(\frac{2\pi t}{360\,\mathrm{days}}\right)$$

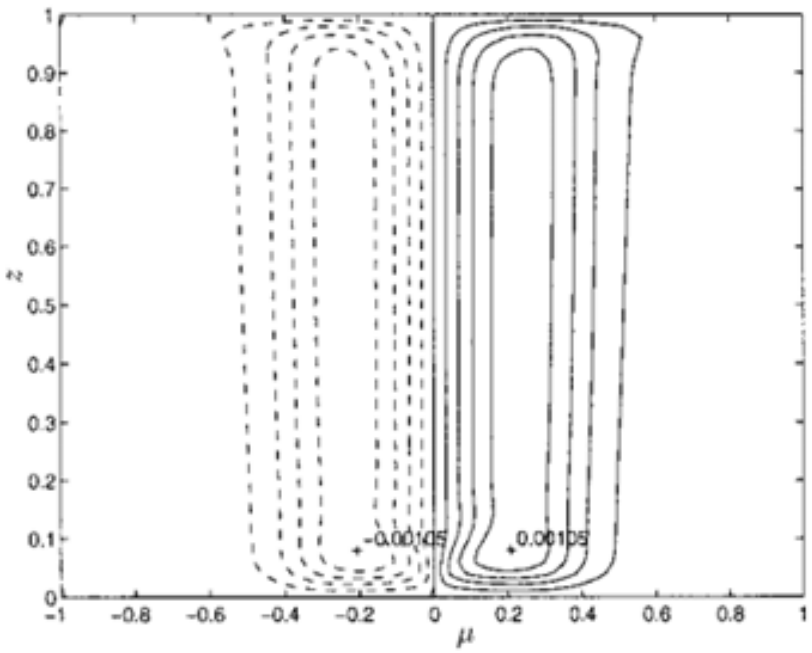
と考える



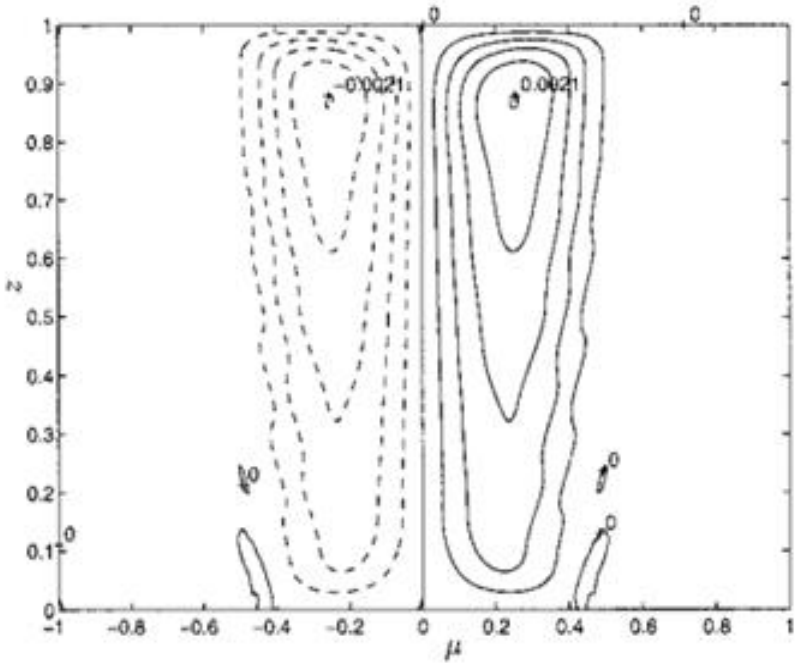
3-2. 時間依存解

◻ 子午面循環

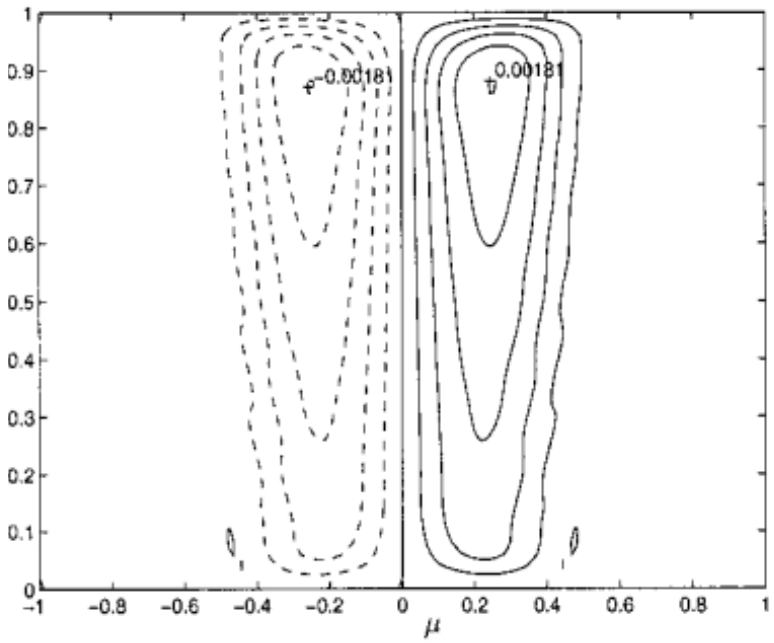
a) $\mu_0 = 0$ の定常解



b) 定常解の「年平均」



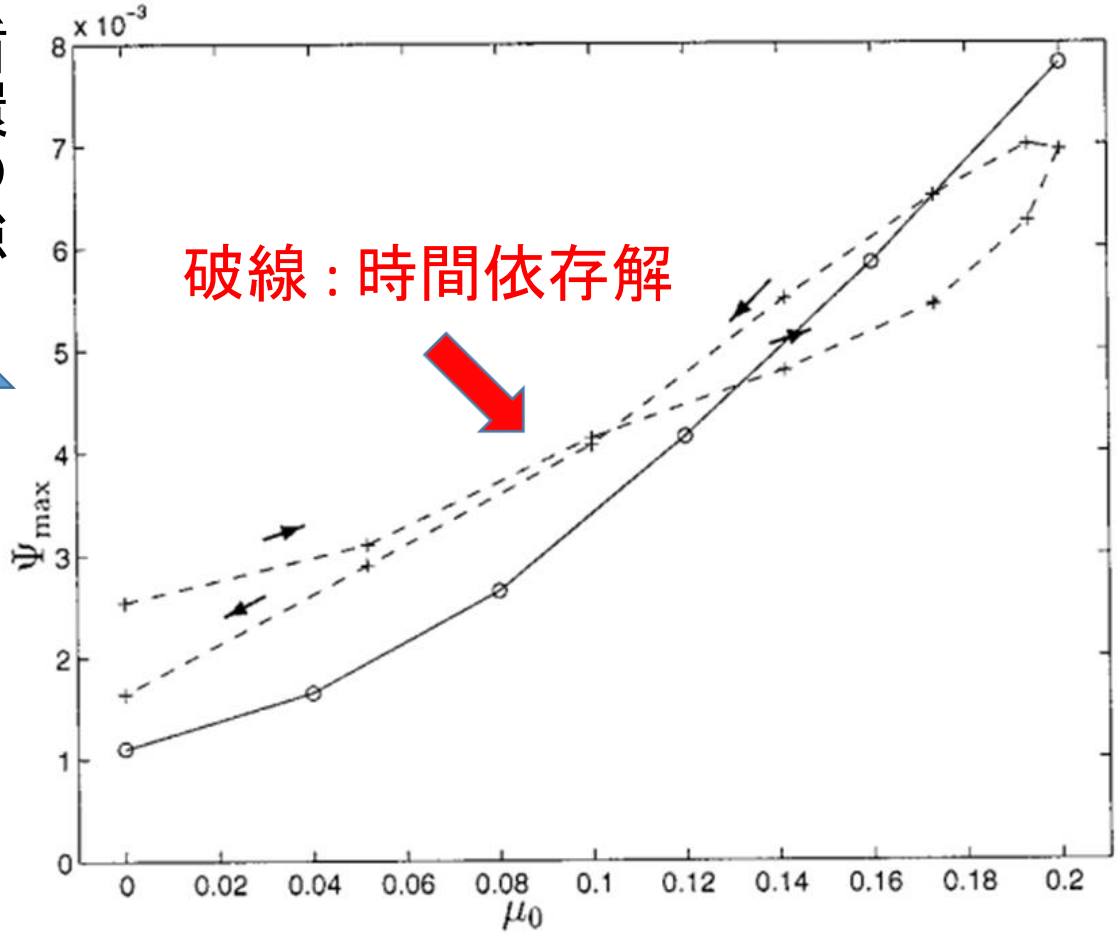
c) 時間依存解の「年平均」



- a, b, c ともに形は似ている
- b, c は a の 2 倍ほどの強さ

3-2. 時間依存解

循環の強さ



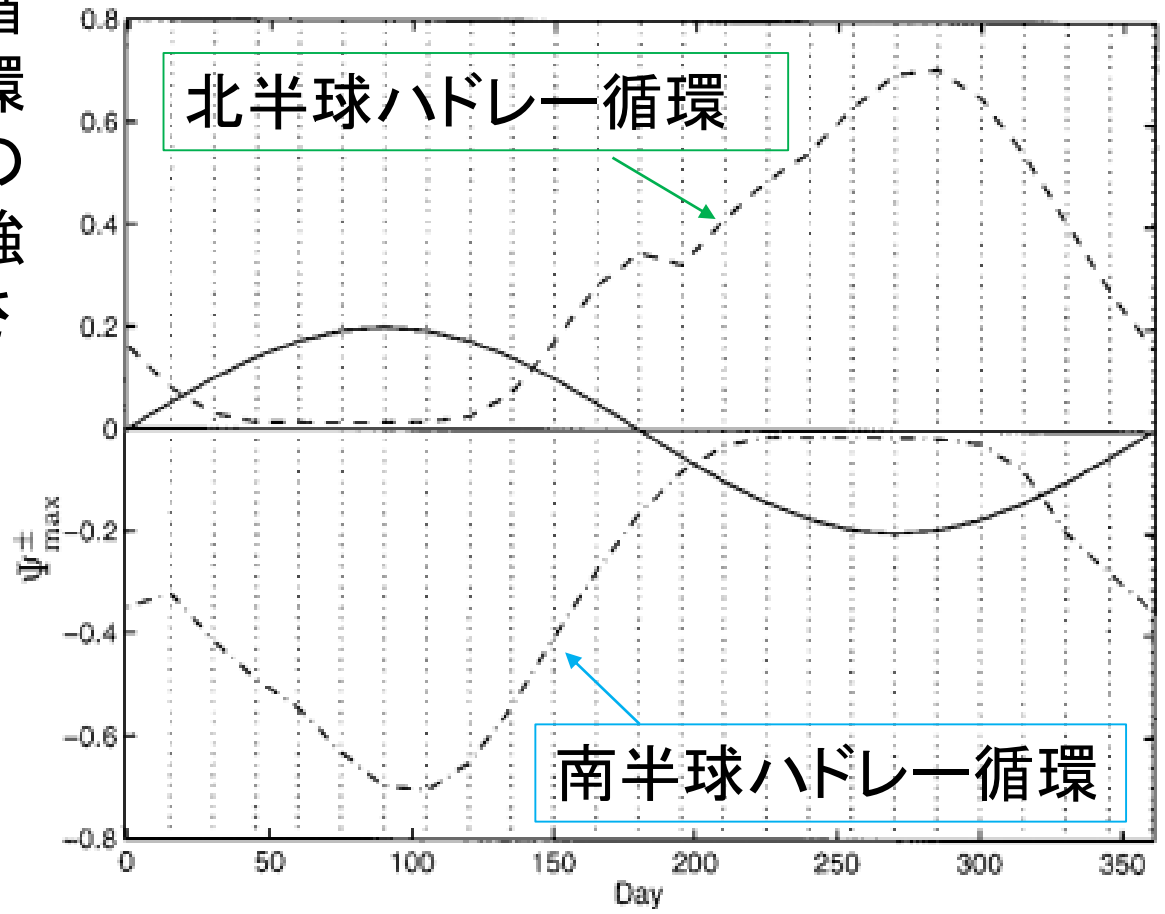
加熱中心の緯度

- 南半球における冬循環の強さ
  - 無次元化した流線関数の絶対値の最大値で定義
  - 実線：定常解
  - 破線：時間依存解

- 加熱中心が赤道方向へ移動するとき，冬循環は弱くなるが，時間依存解はさほど弱くならない
  - 慣性のようなもの
- 春分と秋分で強さが違う

3-2. 時間依存解

循環の強さ



(a)

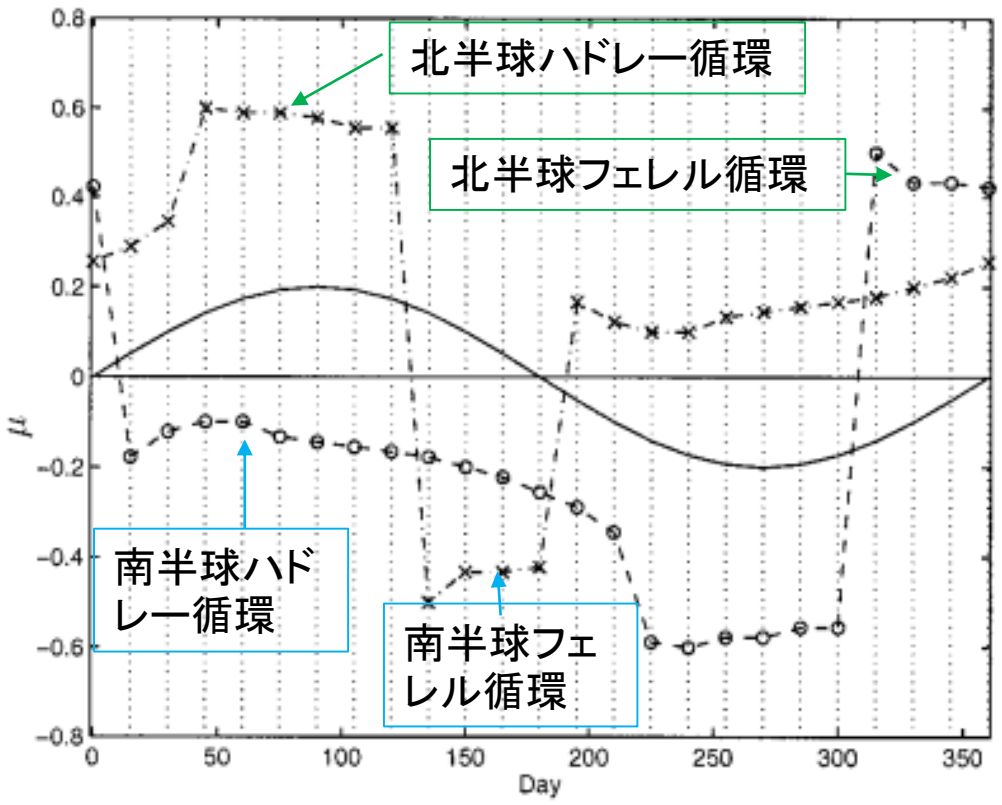
日数

- 循環の強さ
  - 無次元化された流線関数に 100 を掛けた値
  - 実線 : 加熱中心の緯度
  - 破線 : 北半球ハドレー循環
  - 一点鎖線 : 南半球ハドレー循環

➢ 30 - 120 日, 210 – 300 日において夏循環が消えている

3-2. 時間依存解

循環の緯度



日数

□ 循環の緯度 (流線関数が最大となる緯度)

- 実線 : 加熱中心の緯度
- × : 時計回りの循環
- ○ : 反時計回りの循環

➢ ~ 160 日

- 南半球のフェレル循環 ＞ 北半球のハドレー循環

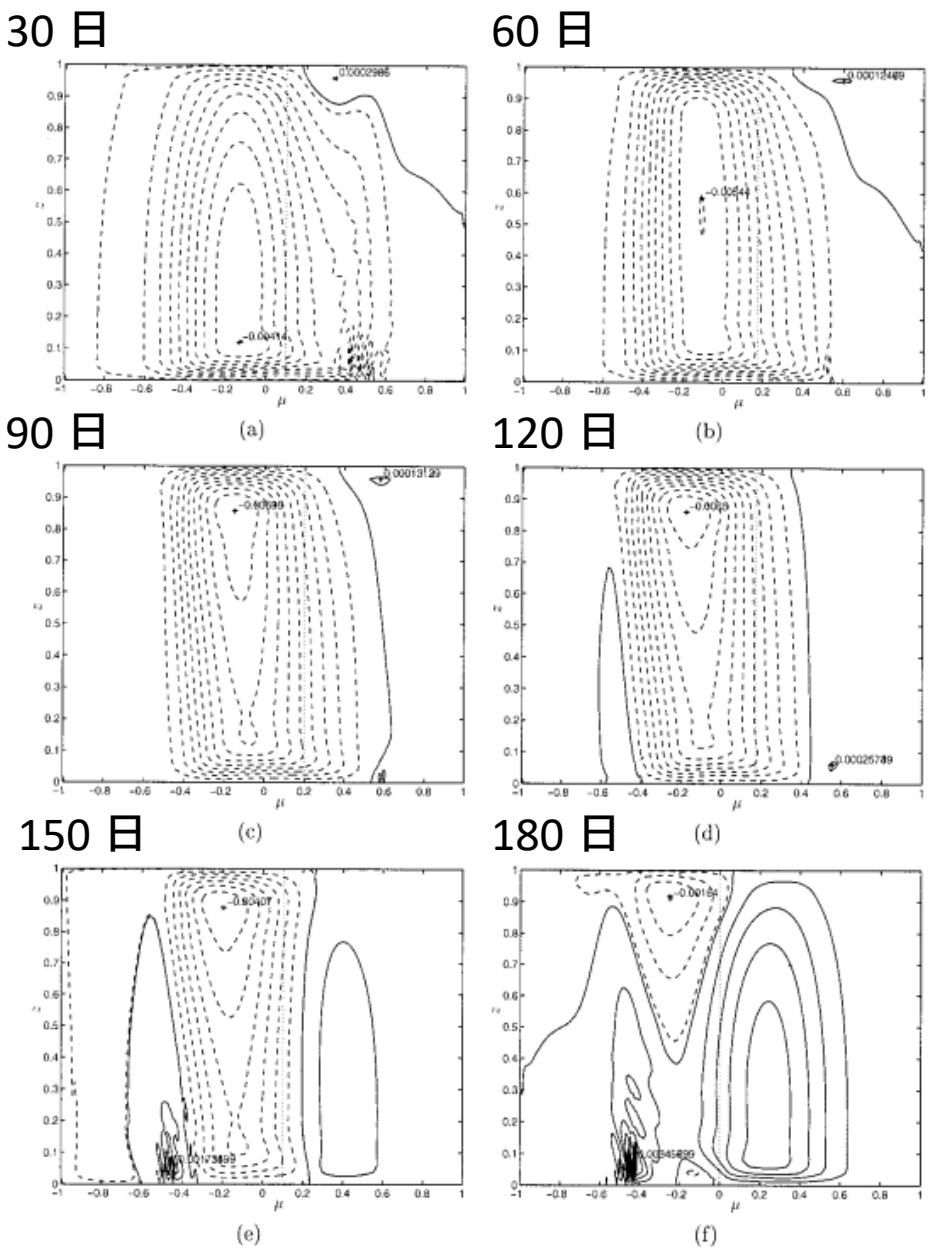
⇒ 時計回りの循環 : 南半球のフェレル循環

➢ ~ 320 日

- 北半球フェレル循環 ＞ 南半球のハドレー循環

⇒ 反時計回りの循環 : 北半球のフェレル循環

3-2. 時間依存解



◻子午面循環の 4 つのステージ

① 南半球における支配的な冬循環 (30 – 120 日)

② 3 セル構造 (120 – 210 日)

i. 南半球のフェレル循環 > 北半球のハドレー循環 (120 – 180 日)

ii. 北半球のハドレー循環 > 南半球のフェレル循環 (180 – 210 日)

③ 北半球における支配的な冬循環 (210 – 300 日) (図はない)

④ 3 セル構造 (300 – 30 日) (図はない)

- 北半球におけるフェレル循環

3-2. 時間依存解

□ 温度分布

- Θ_E は時間変化するので温度場は定常状態にならない
- 循環の外では, たとえ子午面循環がなくても, 温度は放射平衡温度 Θ_E に近づかず, 力学的平衡温度 Θ_D に近づくべき.

□ 力学的平衡温度

$$\frac{\partial \Theta_D}{\partial t} = \frac{\Theta_E - \Theta_D}{\tau}. \qquad (15)$$

$$\Theta_E = \Theta_0 - \Delta_H(\mu - \mu_0)^2 + \Delta_V z, \qquad (7)$$

$$\mu_0(t) = \mu_{0\,\max} \sin\left(\frac{2\pi t}{360\ \text{days}}\right). \qquad (8)$$

$$\Theta_E(\mu, z, t) = \Theta_{E0}(\mu, z) + 2\mu\mu_{0\,\max} \sin(\omega t) + 0.5\mu_{0\,\max}^2 \cos(2\omega t), \qquad (16)$$

$$\Theta_{E0}(\mu, z) = \Theta_{00} - \Delta_V z - \mu^2 - 0.5\mu_{0\,\max}^2.$$

3-2. 時間依存解

□ (15) を解き, t → ∞ とすると

$$\Theta_D(\mu, z, t) = \Theta_{E0}(\mu, z) + \frac{2\mu\mu_{0\,\max}}{[1 + (\omega\tau)^2]^{1/2}} \sin(\omega t - \varphi_1)$$

$$+ \frac{\mu_{0\,\max}^2}{2[1 + (2\omega\tau)^2]^{1/2}} \cos(2\omega t - \varphi_2), \quad (17)$$

where

$$\varphi_1 = \sin^{-1} \frac{\omega\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)^{1/2}};$$

$$\varphi_2 = \sin^{-1} \frac{2\omega\tau}{(1 + 4\omega^2\tau^2)^{1/2}}. \quad (18)$$

3-2. 時間依存解

- $\omega\tau \ll 1$ のとき, $\Theta_D \to \Theta_E$

$$\varphi_1 = \sin^{-1}\frac{\omega\tau}{(1+\omega^2\tau^2)^{1/2}} \to 0$$

$$\varphi_2 = \sin^{-1}\frac{2\omega\tau}{(1+4\omega^2\tau^2)^{1/2}} \to 0$$

$$\begin{aligned}\Theta_D &= \Theta_{E0} + \frac{2\mu\mu_{0\max}}{[1+(\omega\tau)^2]^{1/2}}\sin(\omega t - \varphi_1) \\ &\quad + \frac{\mu_{0\max}^2}{2[1+(2\omega\tau)^2]^{1/2}}\cos(2\omega t - \varphi_2) \\ &\to \Theta_{E0} + 2\mu\mu_{0\max}\sin(\omega t) + 0.5\mu_{0\max}^2\cos(2\omega t) \\ &= \Theta_E\end{aligned}$$

- $\omega\tau \gg 1$ のとき, $\Theta_D \to \Theta_{E0}$

$$\frac{1}{[1+(\omega\tau)^2]^{1/2}} \to 0$$

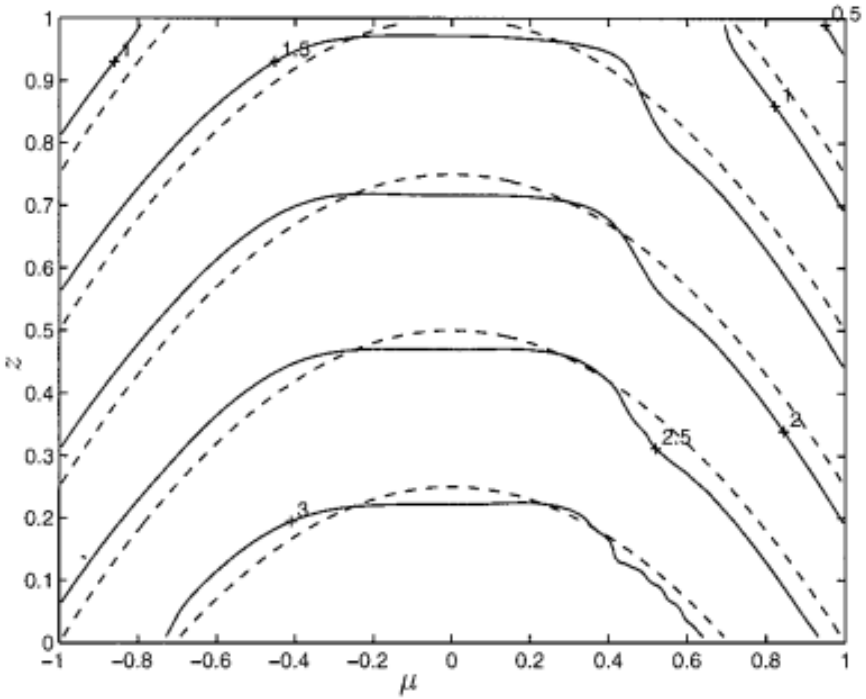
$$\frac{1}{[1+(2\omega\tau)^2]^{1/2}} \to 0$$

$$\begin{aligned}\Theta_D &= \Theta_{E0} + \frac{2\mu\mu_{0\max}}{[1+(\omega\tau)^2]^{1/2}}\sin(\omega t - \varphi_1) \\ &\quad + \frac{\mu_{0\max}^2}{2[1+(2\omega\tau)^2]^{1/2}}\cos(2\omega t - \varphi_2) \\ &\to \Theta_{E0}\end{aligned}$$

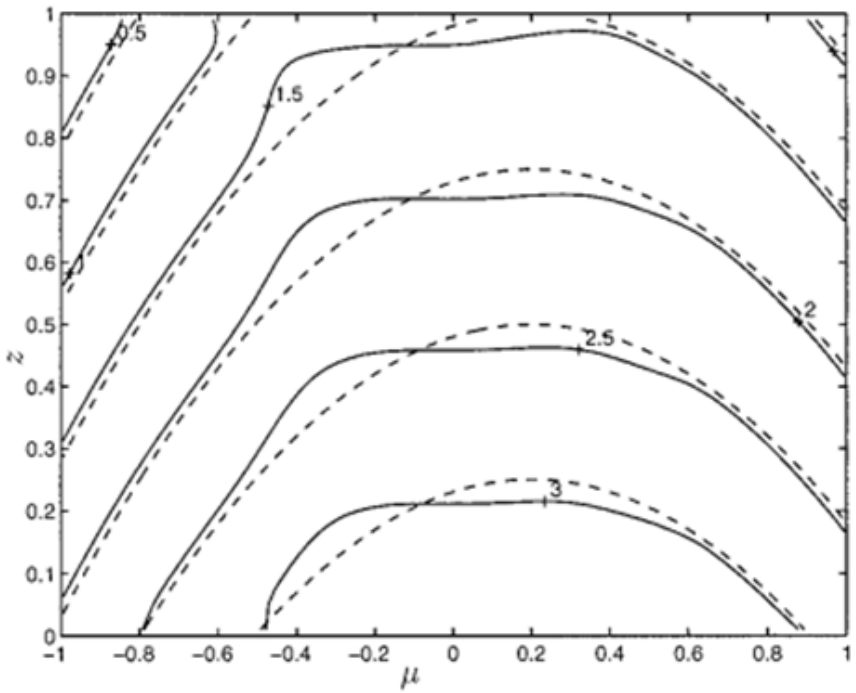
3-2. 時間依存解

◻ 温度分布

(a) $\mu_0 = 0$ (春分)



(b) $\mu_0 = 0.2$(夏至)



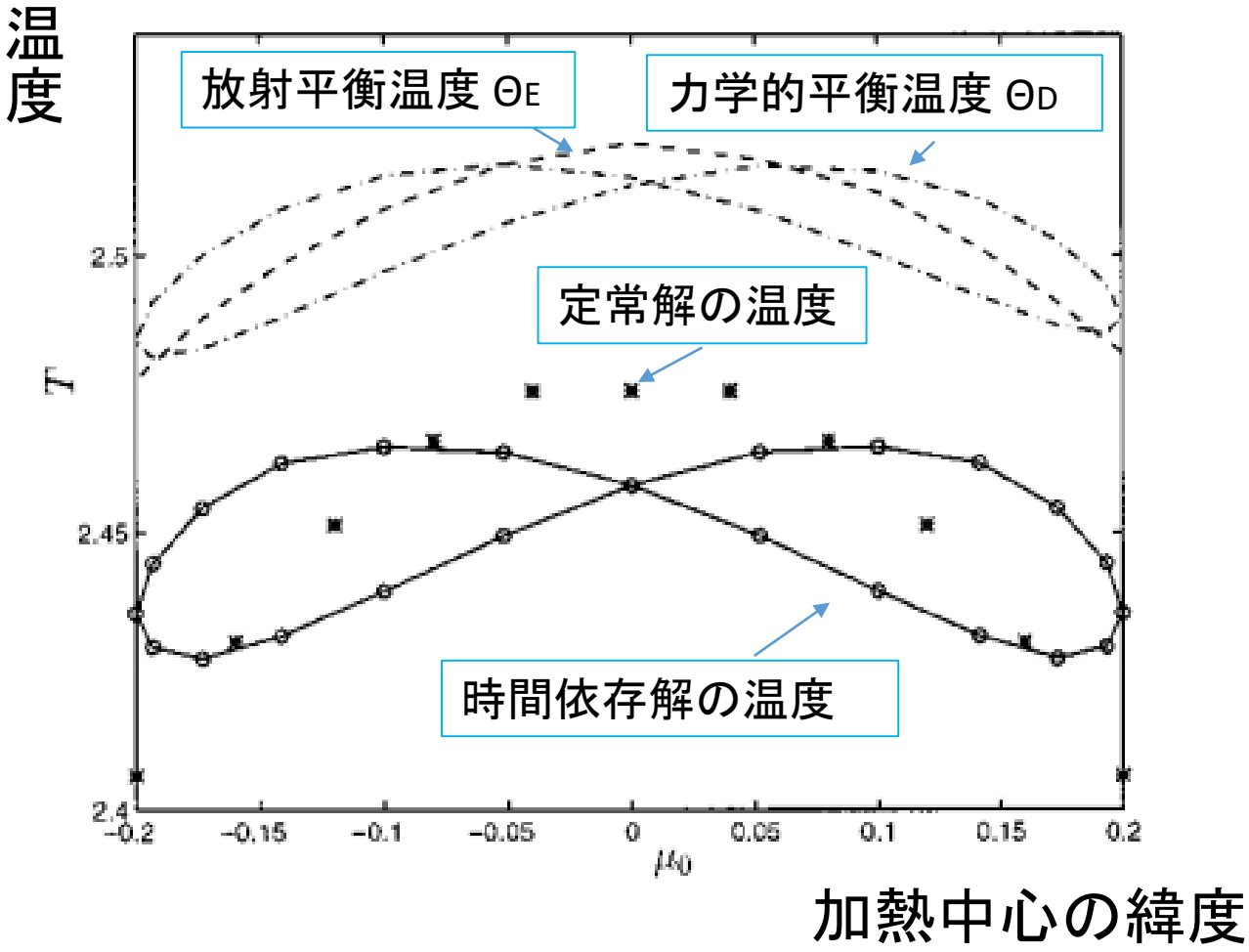
実線 : 実際の温度
破線 : 放射平衡温度

◻ 春分と夏至共通して

- 熱帯では, 水平温度勾配が弱い (定常解と同じ)
- 高緯度では, 放射平衡温度からかなり離れている. (定常解と違う)

3-2. 時間依存解

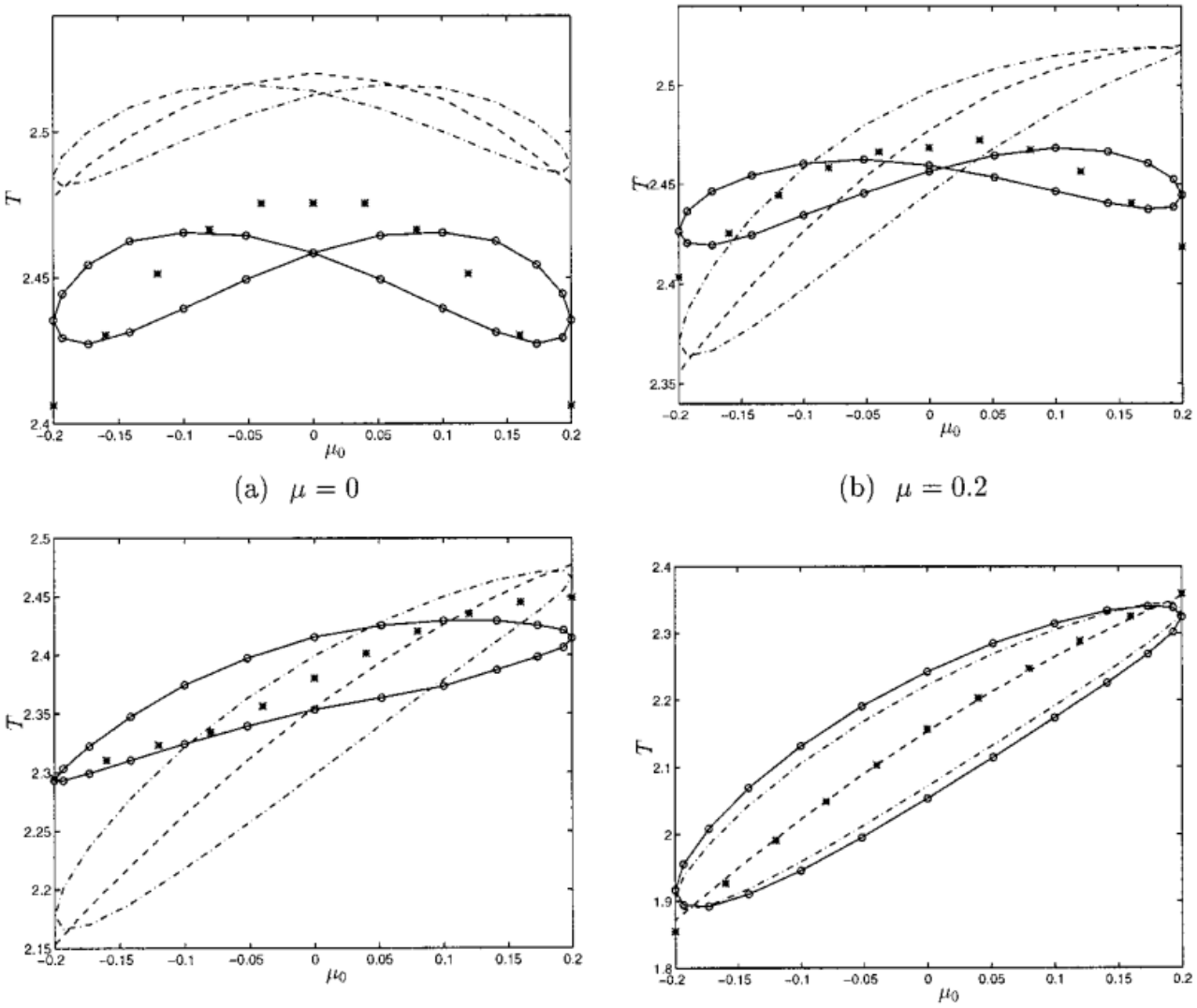
- $\mu = 0, z = 0.5$ (赤道上空) における温度



- 温度の加熱中心の緯度への依存性
  ≒ ある場所での温度の時間変化
- スケーリングされた温度
  $(T - 125\ \mathrm{K})/50\ \mathrm{K}.$
- 記号と線種の割り当て
  - ○ : 時間依存解
  - 一点鎖線 : ΘD
  - 破線 : ΘE
  - * : 定常解

3-2. 時間依存解

- 温度分布 (z = 0.5)
  - ○ : 時間依存解
  - 一点鎖線 : ΘD
  - 破線 : ΘE
  - * : 定常解



(a) $\mu = 0$ (b) $\mu = 0.2$ (c) $\mu = 0.4$ (d) $\mu = 0.6$

① a と b (赤道と熱帯)
- 温度と Θ_D は同じ時間パターン (a)
- 温度は赤道のものと同じパターン (b)

② c (亜熱帯)
- 温度は年周期要素によって支配されている (c)

③ d (高緯度)
- Θ と Θ_D は似ており, 年周期要素で支配されている (d)

④ 定常解と時間依存解の比較
- 時間依存解は定常解に比べて, 加熱中心の変位にあまり敏感でない

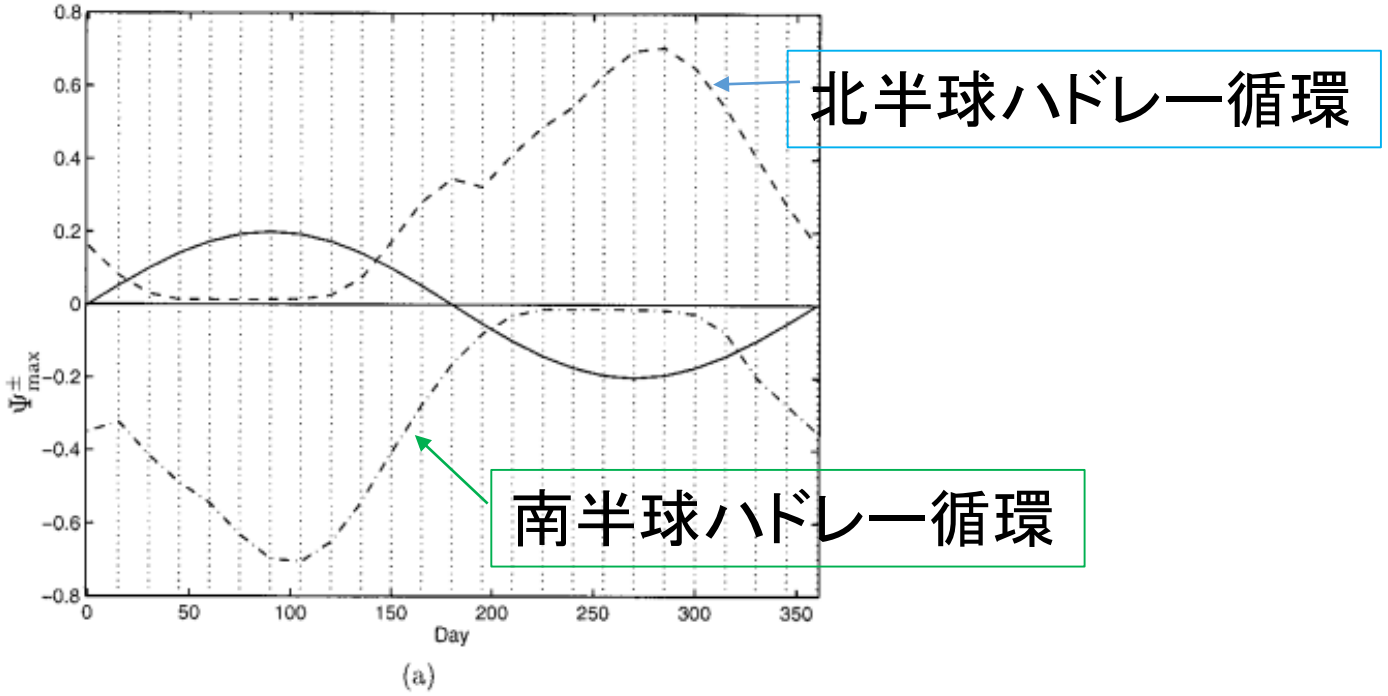
⑤ それぞれの図の比較
- c と d の温度差より a と b の温度差は小さい (熱帯で南北温度勾配は弱い)

4. 結論

4. 結論

- 定常解と時間依存解で定性的に一致したこと
  - i. 子午面は, 循環が存在する領域 (熱帯) と存在しない領域 (高緯度) で分割される
  - ii. 循環が存在する領域では, 水平温度勾配は弱く, 東西風の絶対角運動量は近似的に保存される
  - iii. 地衡風平衡は近似的に成り立つ
  - iv. 春分, 秋分を除いて, 冬のハドレー循環は夏のハドレー循環より強い

iv

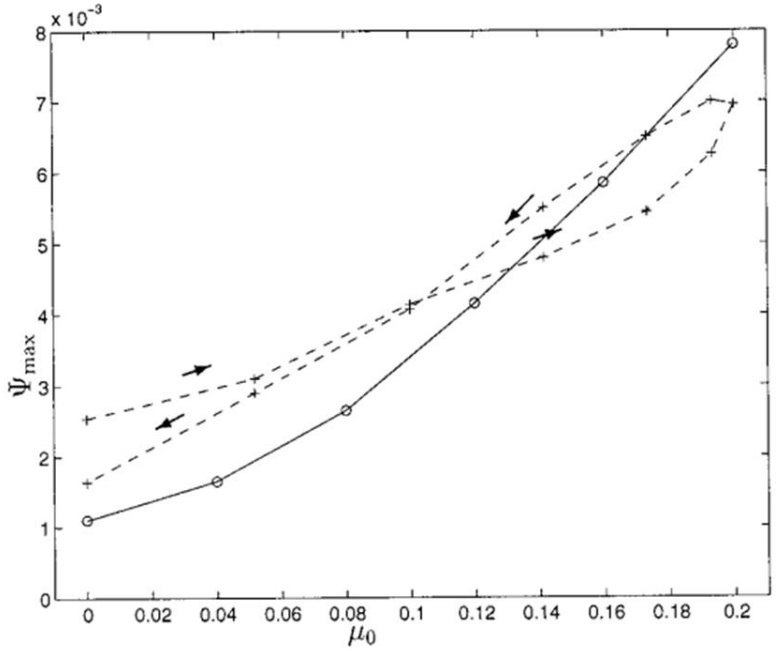


4. 結論

- 定常解にはない時間依存解の性質
  - i. 循環の強さは加熱中心の変位にあまり敏感でない
  - ii. 加熱中心が極方向へ移動すると, 東西風ジェットは赤道方向へわずかに移動
  - iii. 力学的平衡温度 Θ_D は「放射平衡温度」の役割を担う
  - iv. 春分, 秋分でフェレル循環が存在

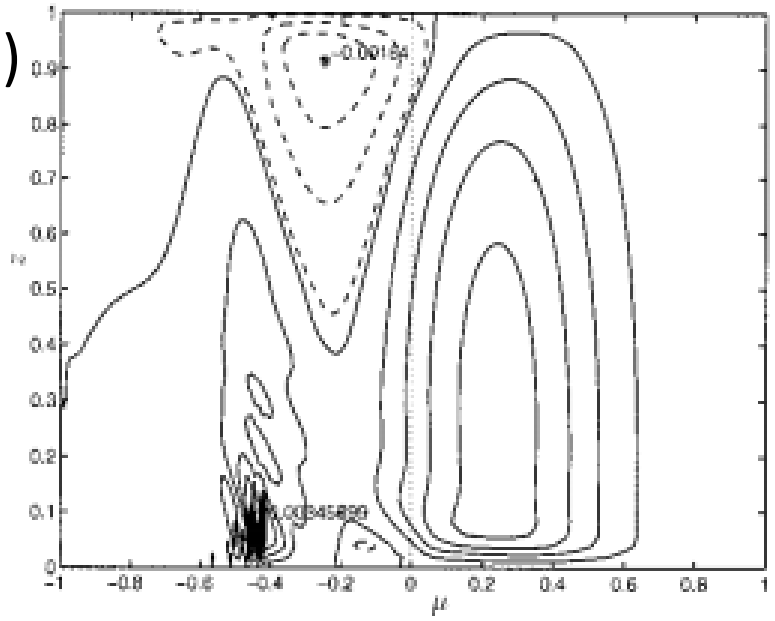
i

循環の強さ



加熱中心の緯度

iv
(秋分)



4. 結論

- Held and Hou (1980) では, 赤道対称な放射平衡温位場
  (結果)
  ほとんど非粘性の極限では現実大気のものに近いハドレー循環の幅
  (問題点)
  現実大気より弱い循環

↓

- Lindzen and Hou (1988) では, 赤道非対称な放射平衡温位場
  (結果)
  赤道対称な場合で得られるものよりかなり強いハドレー循環
  (問題点)
  季節的な変化がない

↓

- Fang and Tung (1999) では, 赤道非対称で非定常な放射平衡温位場
  (問題点)
  - ニュートン冷却パラメタリゼーションは現実の大気では, 適切でないかもしれない
    - 湿潤対流が, 狭い緯度帯で発生するため
  - 実際の大気では, 年周期の外部熱条件は赤道に関して対称でないかもしれない
    - 二つの半球で, 陸と海の面積比が異なるため
    - この論文で用いた, 周期的な放射平衡温位場は理想化したものである

5. 参考文献

5. 参考文献

- 地球大気のハドレー循環

A comparison of the Hadley circulation in modern reanalyses - Stachnik - 2011 - Journal of Geophysical Research: Atmospheres - Wiley Online Library

- 軸対称流セミナー : ハドレー循環 (佐藤 1992)

https://www.gfd-dennou.org/arch/gfdsemi/1992-04-05/satoh/pub/001.htm

- 子午面温度場

earthzm/op83/op83.pdf (gfd-dennou.org)

- Held and Hou (1980)

Held-Hou-1980.pdf (harvard.edu)

- Lindzen and Hou (1988)

Hadley Circulations for Zonally Averaged Heating Centered off the Equator in: Journal of the Atmospheric Sciences Volume 45 Issue 17 (1988) (ametsoc.org)

- Fang and Tung (1999)

Time-Dependent Nonlinear Hadley Circulation in: Journal of the Atmospheric Sciences Volume 56 Issue 12 (1999) (ametsoc.org)